



TITLE:

反強磁性不安定点近傍の重い電子系に対する異常性(強相関伝導系の物理 若手秋の学校,講義ノート)

AUTHOR(S):

瀧本, 哲也

---

CITATION:

瀧本, 哲也. 反強磁性不安定点近傍の重い電子系に対する異常性(強相関伝導系の物理 若手秋の学校,講義ノート). 物性研究 1998, 70(2): 257-271

ISSUE DATE:

1998-05-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/96348>

RIGHT:

# 反強磁性不安定点近傍の重い電子系に対する異常性

電子技術総合研究所超伝導ラボ 瀧本哲也

## 1 はじめに

多くの常磁性金属の低温における性質はフェルミ液体論によってうまく記述される [1]. すなわち, そのような系では電子比熱係数  $\gamma = C/T$  および帯磁率  $\chi$  が温度  $T$  について一定になり, 電気抵抗  $\rho$  は温度の 2 乗に比例する. ここで,  $\gamma$  はフェルミ面上における準粒子の有効質量に比例し,  $\rho$  はフェルミ面上における準粒子の寿命の逆数に対応する. 局在性の強い  $f$ -電子と伝導電子から成る重い電子系では, RKKY 相互作用により誘発される磁気秩序と, 局在スピンと伝導電子が一重項を形成する近藤効果の競合が問題になる [2]. 重い電子系でも絶対零度まで磁気秩序を示さない場合には低温でフェルミ液体が実現されると考えられている. ただし, その名前にもあるように重い電子系では通常の金属の 100 ~ 1000 倍も大きい有効質量が測定されている.

最近, いくつかの重い電子系に対してフェルミ液体では説明できない (非フェルミ液体的) 性質を示す物質が見つかった [3, 4, 5, 6, 7, 8]. これらの物質の中には, 近藤効果と RKKY 相互作用の競合の結果ほぼ絶対零度でネール温度  $T_N$  を迎える (すなわち反強磁性不安定点 (量子相転移点) の近傍にあると考えられる) 物質も含まれる. 例として H. v. Löhneysen らの  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  に対する比熱と電気抵抗の実験結果をそれぞれ Fig. 1(a) と Fig. 1(b) に示す [5, 7, 8].  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  は全ての  $x$  について金属である. 具体的には  $x_c = 0.1$  近傍で反強磁性不安定点となり,  $x < x_c$  については極低温までフェルミ液体的性質を示し, また  $x > x_c$  に対しては低温で反強磁性秩序を持つ.  $\text{CeCu}_{5.9}\text{Au}_{0.1}$  に代表される物質はそれぞれ Fig. 1(a), (b) にも見られるように低温の広い温度領域において電子比熱係数  $\gamma - \gamma_0 \propto \ln 1/T$ , 電気抵抗  $\rho - \rho_0 \propto T$  といった非フェルミ液体的振舞いを示す. ここで  $\gamma_0$  は絶対零度における電子比熱係数であり,  $\rho_0$  は残留抵抗である. このような磁氣的相転移点の近くではスピンゆらぎによる影響が重要になる.

磁氣的相転移点近傍の系のスピンゆらぎを扱う理論として SCR 理論 (self-consistent renormalization theory) が有力である [9]. よく引きあいにだされる RPA (random phase approximation) とは異なり, SCR 理論はスピンゆらぎの異なったモード間の結合を自己無撞着に取り入れており, この違いが様々な物理量の温度依存性に本質的な差異をもたらす. 例えば, この理論は局在モーメントの存在を仮定していないにもかかわらず, かなりの温度領域において帯磁率の温度依存性が Curie-Weiss 則に従う. また, この理論の結果としてここで重要なことは, 磁氣的不安定性の近くで様々な物理量が異常性を示すことである.

同様の議論を重い電子系に応用するが, その際に考慮しなければならないことは,  $f$ -電子の局在性により重い電子系が電子相関の強い系であるということである. 以下ではスピンゆらぎを現象論的立場から取り扱うが, 強相関極限において成り立つ総和則を用いることにより, 反強磁性近傍の遍歴電子系に SCR 理論を適用した際に得られるのと形式上全く同等な自己無撞着方程式を得ることができる [10]. すなわち, 磁氣的不安定性近傍における電子系のスピンゆらぎのスペクトルは, 一般に SCR 理論により記述されるものと考えられる.

以下では, まず反強磁性不安定点近傍における重い電子系に対してスピンゆらぎを現象論的に議論し, そこで得られたスピンゆらぎを用いてネール温度に対する明確な表式を与え, 電子比熱係数と電気抵抗の温度依存性に対する数値計算の結果を示す. また, 反強磁性相関の強さと Kadowaki-

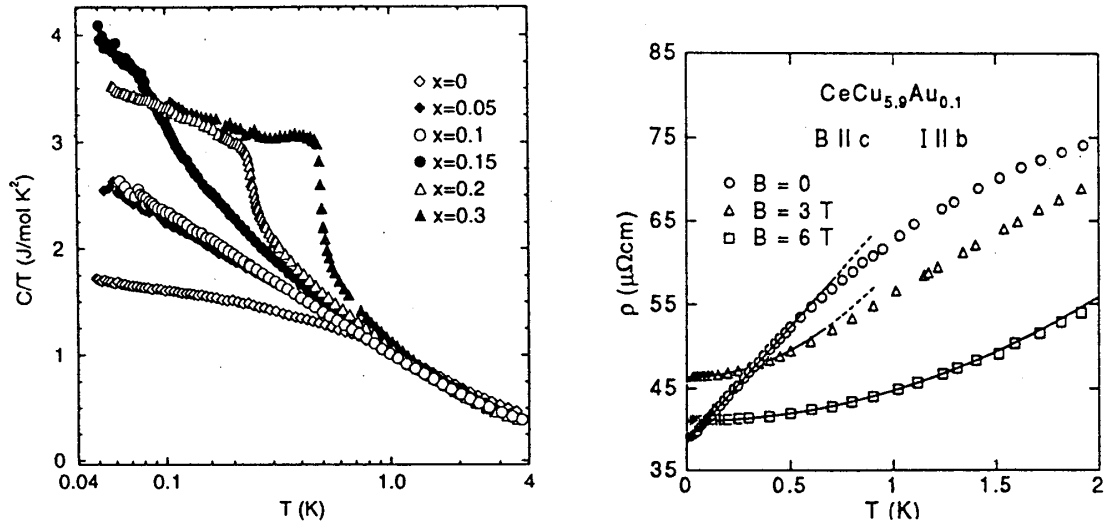


Fig. 1. CeCu<sub>5.9</sub>Au<sub>0.1</sub> の (a) 比熱 (Ref. 8) 及び (b) 電気抵抗 (Ref. 5) の実験結果.

Woods の関係式の関連についても述べる [11]. 次にこの理論により得られた結果と実験結果の比較を行い, 最後に関連の論文についてコメントする. 以下では  $k_B = 1, \hbar = 1$  とする.

## 2 重い電子系におけるスピンゆらぎ

まず, 重い電子による局所的な動的帯磁率を以下のようなローレンツ型に仮定する.

$$\chi_L(\omega) = \frac{\chi_L}{1 - i\omega/\Gamma_L} \quad (1)$$

ここで  $\chi_L$  及び  $\Gamma_L$  はそれぞれ局所的な静的帯磁率とダンピング定数である. 本来, この  $\chi_L(\omega)$  には近藤効果による影響が考慮されるべきであるが, フェルミ液体的振舞いが現れるのは近藤温度よりも十分低温であるため, 以下ではそのような温度領域にのみ注目する. また, この  $\chi_L$  と  $\Gamma_L$  には伝導電子と局在性の強い  $f$ -電子の間の混成の効果が含まれている. ただし, ここでは伝導電子は各格子上の  $f$ -電子と混成して, 通常の磁性不純物問題の場合とは異なった自己エネルギーを持ち, その影響が  $\chi_L$  や  $\Gamma_L$  にも及んでいると考えるべきである.

さて, 重い電子系では  $f$ -電子間の相互作用が非常に強く, 重い電子状態はその多体効果により非常に狭いエネルギー領域に限られるため, そのスピンゆらぎの有効エネルギー幅も非常に狭いはずである. また, 重い電子の相関の強さにより, 局所的なスピン密度の自乗振幅 (以下,  $S_L^2$  と呼ぶことにする.) は, 我々の対象としている温度領域においてはほとんど温度に依存せず,  $J(J+1)$  (あるいは結晶場の影響によりある適当な値) といった定数に比例すると考えられる. 実際に揺動散逸定理を使って  $S_L^2$  を計算することができる.

まず RKKY 相互作用が弱く, 磁性不純物問題に帰着される場合について考察する. 振動数についての積分に cut-off 振動数  $\omega_c$  を導入することにより,  $T = 0$  では

$$S_L^2 \approx \frac{3}{\pi} \int_0^{\omega_c} d\omega \text{Im} \chi_L(\omega) = \frac{3\chi_L\Gamma_L}{2\pi} \ln \left[ \left( \frac{\omega_c}{\Gamma_L} \right)^2 + 1 \right] \quad (2)$$

が得られる。ここで  $\chi_{L0}$  は  $T = 0$  における  $\chi_L$  の値である。議論を十分低温に限るため、 $\Gamma_L$  は温度に依存しないものと仮定する。 $S_L^2 = 3/4$  ( $S = 1/2$ ) の場合、 $\Gamma_L$  と  $\chi_{L0}$  は強相関極限において Korringa の関係式により以下のように関係づけられる [12].

$$\frac{\text{Im}\chi_L(\omega)}{\omega}|_{\omega \rightarrow 0} = 2\pi\chi_{L0}^2 \implies 2\pi\chi_{L0}\Gamma_L = 1 \quad (3)$$

(2) と結び付けることにより

$$\ln\left[\left(\frac{\omega_c}{\Gamma_L}\right)^2 + 1\right] = \pi^2 \implies \frac{\omega_c}{\Gamma_L} \approx 139 \quad (4)$$

が得られる。 $T \neq 0$  の場合、 $S_L^2$  は次式によって与えられる。

$$\begin{aligned} S_L^2 &= \frac{3}{\pi} \int_0^\infty d\omega \left(1 + \frac{2}{e^{\frac{\omega}{T}} - 1}\right) \text{Im}\chi_L(\omega) \\ &= \frac{3\chi_L\Gamma_L}{2\pi} \cdot \pi^2 + \frac{3}{\pi} \chi_L\Gamma_L \left[\ln \frac{\Gamma_L}{2\pi T} - \frac{\pi T}{\Gamma_L} - \psi\left(\frac{\Gamma_L}{2\pi T}\right)\right] \end{aligned} \quad (5)$$

ここで  $\psi(z)$  はダイガンマ関数である。さらに強相関極限の条件  $S_L^2 = 3/4$  により、 $\chi_L$  の温度依存性は次式によって決定される。

$$\frac{1}{\chi_L\Gamma_L} = 2\pi + \frac{4}{\pi} \left[\ln u - \frac{1}{2u} - \psi(u)\right], \quad u = \frac{\Gamma_L}{2\pi T} \quad (6)$$

低温では  $\psi(u)$  に対する漸近展開  $\psi(u) \approx \ln u - 1/2u - 1/12u^2 + \dots$  を用いることにより、

$$\frac{1}{\chi_L\Gamma_L} \approx 2\pi + \frac{4\pi}{3} \left(\frac{T}{\Gamma_L}\right)^2 \quad (7)$$

が得られ、これを用いて核磁気緩和率を求めると

$$\frac{1}{T_1 T} \approx 2 \frac{\text{Im}\chi_L(\omega)}{\omega}|_{\omega \rightarrow 0} = 2 \frac{\chi_L}{\Gamma_L} \approx \frac{1}{\pi\Gamma_L^2} \left[1 - \frac{2}{3} \left(\frac{T}{\Gamma_L}\right)^2\right] \quad (8)$$

のようになる。すなわち、 $\chi_L(\omega)$  に対して (1) を仮定すると、 $f$ -電子に対する inter-site の相互作用は弱いが on-site の相互作用が強い場合、系は低温でフェルミ液体的に振舞うことが理解される。

次に inter-site の交換相互作用（主に RKKY 相互作用）

$$\sum_{jl} J_{jl} (\mathbf{S}_j \cdot \mathbf{S}_l) = \sum_{\mathbf{q}} J_{\mathbf{q}} |\mathbf{S}_{\mathbf{q}}|^2, \quad \text{with} \quad \sum_{\mathbf{q}} J_{\mathbf{q}} = 0 \quad (9)$$

の効果を導入する。実際に、伝導電子と  $f$ -電子の間の混成が動的帯磁率への inter-site の寄与をもたらす [13]。RKKY 相互作用の効果だけでなく、 $s$ - $f$  混成によってもたらされる付加的な波数依存性からも動的帯磁率  $\chi_L(\omega)$  は影響を受ける。以下ではこの付加的な寄与を RKKY 相互作用に含ませたものを  $J_{\mathbf{q}}$  と書く。

以下では反強磁性金属を対象とし、反強磁性ベクトルを  $\mathbf{Q}$  と書くことにする。inter-site の効果を平均場近似の範囲内で取り入れると、動的帯磁率に対して以下のような表式を得る。

$$\chi(\mathbf{Q} + \mathbf{q}, \omega) = \frac{\chi_L(\omega)}{1 - J_{\mathbf{Q}+\mathbf{q}}\chi_L(\omega)} = \frac{\chi_{\mathbf{Q}+\mathbf{q}}}{1 - i\omega/\Gamma_{\mathbf{Q}+\mathbf{q}}}, \quad (10)$$

$$\frac{1}{\chi_{\mathbf{Q}+\mathbf{q}}} = \frac{1}{\chi_L} - J_{\mathbf{Q}+\mathbf{q}} = \frac{1}{\chi_Q} + (J_Q - J_{\mathbf{Q}+\mathbf{q}}), \quad (11)$$

$$\Gamma_{\mathbf{Q}+\mathbf{q}} = \frac{\Gamma_L\chi_L}{\chi_{\mathbf{Q}+\mathbf{q}}} = \Gamma_Q + \Gamma_L\chi_L(J_Q - J_{\mathbf{Q}+\mathbf{q}}), \quad (12)$$

$$\Gamma_Q = \Gamma_L(1 - J_Q\chi_L). \quad (13)$$

ここで小さな  $q$  に対して以下のような展開  $J_Q - J_{\mathbf{Q}+\mathbf{q}} = A_Q q^2 + \dots$  を用いることにより, 次のように書き換えることができる.

$$\begin{aligned} \frac{1}{\chi(\mathbf{Q} + \mathbf{q}, \omega)} &= \frac{1}{\chi_Q} + A_Q \left( q^2 - \frac{i\omega}{A_Q \Gamma_L \chi_L} \right) \\ &= 2T_A \left[ y + x^2 - \frac{i\omega}{2\pi T_0 \cdot (\chi_L/\chi_{L0})} \right], \end{aligned} \quad (14)$$

$$T_A = \frac{A_Q q_B^2}{2}, \quad T_0 = \frac{T_A \Gamma_L \chi_{L0}}{\pi}, \quad y = \frac{1}{2T_A \chi_Q}, \quad (15)$$

$$\Gamma_{\mathbf{Q}+\mathbf{q}} = 2\pi T_0 \cdot \left( \frac{\chi_L}{\chi_{L0}} \right) (y + x^2), \quad x = \frac{q}{q_B} \quad (16)$$

ここで  $y$  はスタッガード帯磁率の逆数を還元したものであり,  $q_B = (6\pi^2/v_0)^{1/3}$  は cut-off 波数ベクトル,  $v_0$  は磁性原子当りの体積である。(これらの表式は反強磁性近傍の遍歴電子系で得られたのと全く同じである.) (14) から動的帯磁率は  $y$  と 2 つのパラメータ  $T_0, T_A$  によって記述されるのが解る. (15) を見ると  $T_0$  と  $T_A$  は独立でないように見えるが,  $T_0$  は反強磁性スピンゆらぎのエネルギー的広がりを示し,  $T_A$  はその空間的変動の強さを記述するため, スピンゆらぎを記述する上で互いに異なった役割を持つ. すなわち, この 2 つの物質に依存するパラメータを評価する際には,  $T_0$  と  $T_A$  は互いに独立なパラメータと考えるべきである. また, 議論が低温に限られているためこれらの温度依存性は無視する. よって, 動的帯磁率  $\chi(\mathbf{Q} + \mathbf{q}, \omega)$ , また様々な物理量 (例えば, 比熱や電気抵抗) の温度依存性は  $y$  の温度依存性によって決定される.  $y$  の温度依存性を得るために, まず揺動散逸定理を用いて  $S_L^2$  を求めると,

$$S_L^2 = \frac{\langle S_Q \rangle^2}{N_0^2} + \frac{1}{N_0} \sum_{\mathbf{q}\alpha} [\langle |\delta S_{\mathbf{Q}+\mathbf{q},\alpha}|^2 \rangle_0 + \langle |\delta S_{\mathbf{Q}+\mathbf{q},\alpha}|^2 \rangle_T] = \frac{\langle S_Q \rangle^2}{N_0^2} + S_{L0}^2(T) + S_{LT}^2(T), \quad (17)$$

$$\langle |\delta S_{\mathbf{Q}+\mathbf{q},\alpha}|^2 \rangle_0 = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty d\omega \operatorname{Im} \chi_\alpha(\mathbf{Q} + \mathbf{q}, \omega), \quad (18)$$

$$\langle |\delta S_{\mathbf{Q}+\mathbf{q},\alpha}|^2 \rangle_T = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty d\omega \frac{1}{e^{\frac{\omega}{T}} - 1} \operatorname{Im} \chi_\alpha(\mathbf{Q} + \mathbf{q}, \omega) \quad (19)$$

ここで表式 (18), (19) はそれぞれ零点ゆらぎ, 熱的ゆらぎの項に対応している.

ネール温度  $T_N$  よりも大きな温度に対しては, (14) ~ (19) を用いて以下のように  $S_{L0}^2(T)$  と  $S_{LT}^2(T)$  を得ることができる.

$$S_{L0}^2(T) = \frac{3\chi_L \Gamma_L}{2\pi N_0} \sum_q \ln \left[ \left( \frac{\omega_c(Q+q)}{\Gamma_{Q+q}} \right)^2 + 1 \right] = \frac{3\pi^2 T_0}{2T_A} \frac{\chi_L}{\chi_{L0}} \\ \approx \frac{3\pi^2 T_0}{2T_A J_Q \chi_{L0} [1 + (2T_A/J_Q)y]}, \quad (20)$$

$$S_{LT}^2(T) = \frac{6\chi_L \Gamma_L}{\pi N_0} \sum_q \int_0^\infty d\omega \frac{\omega}{e^{\frac{\omega}{T}} - 1} \frac{1}{\omega^2 + \Gamma_{Q+q}^2} \\ \approx \frac{9T_0}{T_A J_Q \chi_{L0} [1 + (2T_A/J_Q)y]} \int_0^{x_c} dx x^2 [\ln u - \frac{1}{2u} - \psi(u)], \quad (21)$$

$$u = \frac{\Gamma_{Q+q}}{2\pi T} \approx \frac{y + x^2}{t}, \quad t = \frac{T}{T_0} \quad (22)$$

ここで  $t$  は還元された温度である. また,  $T > T_N$  に対して系は等方的であると仮定した. さらに  $u$  に対して, 反強磁性不安定点の近くで  $y$  が小さい (すなわち  $J_Q \chi_{L0} \approx 1$ ) ことの故に  $\chi_L/\chi_{L0} \approx 1$  と近似している. また,  $S_{L0}^2(T)$  に対して波数に依存した cut-off 振動数  $\omega_c(Q+q)$ ;  $\omega_c(Q+q)/\Gamma_{Q+q} = \omega_c/\Gamma_L$  を導入したが, cut-off 振動数をこのように選ぶことは最終的な結果になんら影響しない. 特にネール温度では  $y = 0$  により, (20) と (21) は以下のような簡単な式になり,

$$S_{L0}^2(T_N) = \frac{3\pi^2 T_0}{2T_A} \frac{1}{J_Q \chi_{L0}}, \quad S_{LT}^2(T_N) = \frac{9\zeta(\frac{3}{2}) T_N^{\frac{3}{2}}}{8 J_Q \chi_{L0} T_0^{\frac{1}{2}} T_A} \quad (23)$$

ネール温度は  $S_{L0}^2(T_N) + S_{LT}^2(T_N) = S_L^2$  から計算される.

$y$  すなわちスタッガード帯磁率の逆数の温度依存性は強相関極限において成り立つ総和則

$$S_{L0}^2(T_N) - S_{L0}^2(T) = S_{LT}^2(T) - S_{LT}^2(T_N), \quad \text{for antiferromagnet}, \quad (24)$$

$$S_{L0}^2(0) - S_{L0}^2(T) = S_{LT}^2(T), \quad \text{for nearly antiferromagnetic metal}, \quad (25)$$

を通して (20) ~ (23) から計算される. また, 十分低温で反強磁性秩序が現れるような重い電子系に対して議論を  $T_N$  の近くに限定すると,  $y \ll 1$  と考えることができるため, (24) の左辺を  $y$  について線形な形に書き換えることができる. よって, 以上をまとめると,  $y$  の温度依存性は次の自己無撞着な方程式によって求められる.

$$y - y_0 = \frac{3}{2} y_1 \int_0^{x_c} dx x^2 [\ln u - \frac{1}{2u} - \psi(u)], \quad u = \frac{y + x^2}{t}, \quad (26)$$

$$y_0 = -\frac{3\zeta(\frac{3}{2})}{8\pi^2} \left(\frac{T_N}{T_0}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{J_Q}{T_A}, \quad \text{for antiferromagnet}, \\ \frac{1}{2T_A \chi_Q(0)}, \quad \text{for nearly antiferromagnetic metal},$$

$$y_1 = \frac{2J_Q}{\pi^2 T_A} \quad (27)$$

ここで  $y_0$  は反強磁性不安定点からのずれを示す物質に依存するパラメータである。また、この方程式は、モード結合定数  $F_Q = 2J_Q T_A / 5\pi^2 T_0$  を持つ通常の弱い反強磁性遍歴電子系において得られる方程式と結果的に全く同じ形になっている。

最後に  $y_0 \geq 0$  に対して低温で  $y$  がどの様に振舞うかを調べる。 $y_0 > 0$  に対しては、inter-site の交換相互作用を無視した場合と同様に全積分領域に対して  $\psi(u)$  に対する漸近展開を適用でき、

$$y - y_0 \approx \frac{3}{2} y_1 \int_0^{x_c} dx x^2 \frac{1}{12u^2} \approx t^2 \frac{y_1}{8} \left[ -\frac{x_c}{2(x_c^2 + y_0)} + \frac{y_0^{-\frac{1}{2}}}{2} \tan^{-1} \frac{x_c}{y_0^{\frac{1}{2}}} \right] \quad (28)$$

のように振舞う。また、 $y_0 = 0$  の場合には、十分小さな  $t$  に対して  $y/t \ll 1$  が満たされる（これは数値計算により確かめられる。）ため、

$$\begin{aligned} y &= \frac{3}{2} y_1 \cdot \frac{t^{\frac{3}{2}}}{2} \int_{\frac{y}{t}}^{\frac{y+x_c^2}{t}} du \left(u - \frac{y}{t}\right)^{\frac{1}{2}} \left[ \ln u - \frac{1}{2u} - \psi(u) \right] \\ &\approx \frac{3}{2} y_1 \cdot \frac{t^{\frac{3}{2}}}{2} \int_0^{\frac{x_c^2}{t}} du u^{\frac{1}{2}} \left[ \ln u - \frac{1}{2u} - \psi(u) \right] \propto y_1 t^{\frac{3}{2}} \end{aligned} \quad (29)$$

が得られる。これらの結果を用いると核磁気緩和率の低温での振舞いが以下のように求められる。

$$\begin{aligned} \frac{1}{T_1 T} &\approx \frac{1}{N_0} \sum_q \frac{\text{Im} \chi^{+-}(Q+q, \omega)}{\omega} \Big|_{\omega \rightarrow 0} = \frac{2}{N_0} \sum_q \frac{\text{Im} \chi(Q+q, \omega)}{\omega} \Big|_{\omega \rightarrow 0} \\ &= \frac{3}{2\pi T_0 T_A} \int_0^{x_c} dx \frac{x^2}{(y+x^2)^2} = \frac{3}{2\pi T_0 T_A} \left[ -\frac{x_c}{2(y+x_c^2)} + \frac{1}{2} y^{-\frac{1}{2}} \tan^{-1} \frac{x_c}{y^{\frac{1}{2}}} \right] \\ &\approx \frac{3}{2\pi T_0 T_A} \left[ -\frac{x_c}{2(y_0+x_c^2)} + \frac{1}{2} y_0^{-\frac{1}{2}} \tan^{-1} \frac{x_c}{y_0^{\frac{1}{2}}} + O(t^2) \right], \quad \text{for } y_0 > 0 \quad (30) \end{aligned}$$

$$\frac{3}{2\pi T_0 T_A} \frac{\pi}{4} y^{-\frac{1}{2}} \propto t^{-\frac{3}{4}} \quad \text{for } y_0 = 0 \quad (31)$$

すなわち、inter-site の交換相互作用が弱く系が反強磁性不安定点から離れているとフェルミ液体的振舞いを示し、反強磁性不安定点に近づく ( $y_0 \rightarrow 0$ ) ことにより急速に  $1/T_1 T$  の大きさが増加し、反強磁性不安定点においては  $1/T_1 T$  は低温で  $T^{-3/4}$  に比例するといったフェルミ液体とは異なった振舞いを示す。

### 3 自発磁化とネール温度

前節において (23) から  $T_N$  を計算する方法を示したが、ここでは前節の議論を  $T < T_N$  に拡張して  $T_N$  を  $T = 0 [K]$  における自発的な磁気モーメントと関連づける。 $T < T_N$  では動的帯磁率は等方的でなくなる。ここでは、スタグガード磁気モーメントに対する動的帯磁率の平行及び垂直成分がそれぞれ (10) と同型の表式によって与えられることを仮定する。

$$\frac{1}{\chi_{Q+q, \alpha}} = \frac{1}{\chi_{Q, \alpha}} + (J_Q - J_{Q+q}), \quad \Gamma_{Q+q, \alpha} = 2\pi T_0 (y_{Q, \alpha} + x^2) \quad (32)$$

ここで  $\alpha = \parallel, \perp$  である。ここで非常に弱い反強磁性遍歴電子系に対して、スピン波による寄与を無視する。強相関極限において成り立つ総和則から次式が成り立つ。

$$S_L^2 = m^2 + \delta S_{L0}^2(0) = S_{L0}^2(T_N) + S_{LT}^2(T_N) \quad (33)$$

ここで  $m$  は  $T = 0 [K]$  における磁性原子当りの自発的な磁気モーメントである（ただし、 $2\mu_B$  を単位とした）。 $\delta S_{L0}^2(0)$  は (20) と同様に計算され、次式によって求められる。

$$\delta S_{L0}^2(0) = S_{L0}^2(T_N) \left[ 1 - \frac{2T_A}{3J_Q} (y_{\parallel} + 2y_{\perp}) \right] \quad (34)$$

ここで  $y_{\alpha}$  は  $T = 0 [K]$  の時の値である。

$y_{\alpha}$  の  $m$ -依存性を見つけるために、自由エネルギーを  $m$  によって展開した形に書き、

$$F = F_0 + \frac{a}{2}m^2 + \frac{b}{4}m^4 + \dots, \quad h = \frac{\partial F}{\partial m} = am + bm^3 + \dots, \quad (35)$$

これから  $\chi_{Q,\alpha}$  は以下のように求められる。

$$\frac{1}{\chi_{Q,\perp}} = \frac{h}{m} = a + bm^2, \quad \frac{1}{\chi_{Q,\parallel}} = \frac{\partial h}{\partial m} = a + 3bm^2 \quad (36)$$

よって

$$y_{\parallel} + 2y_{\perp} = \frac{3a + 5bm^2}{2T_A} \quad (37)$$

が得られ、これと (34) を (33) に対して用い、 $m^0$  と  $m^2$  の係数を比べることにより  $a$  と  $b$  は次式によって与えられる。

$$a = -\frac{[S_L^2 - S_{L0}^2(T_N)] J_Q}{S_{L0}^2(T_N)}, \quad b = \frac{3J_Q}{5S_{L0}^2(T_N)} \quad (38)$$

熱平衡状態において  $\frac{1}{\chi_{Q,\perp}} = y_{\perp} = 0$  であるから、(36) と (38) から次式が得られる。

$$m^2 = -\frac{a}{b} = \frac{5}{3}[S_L^2 - S_{L0}^2(T_N)] = \frac{5}{3}S_{LT}^2(T_N) \quad (39)$$

この式は (23) と結び付けられて、ネール温度に対する以下のような表式を与える。

$$T_N = \left[ \frac{2}{15\zeta(\frac{3}{2})} \right]^{\frac{2}{3}} p_Q^{\frac{4}{3}} T_A^{\frac{2}{3}} T_0^{\frac{1}{3}} = 0.1376 p_Q^{\frac{4}{3}} T_A^{\frac{2}{3}} T_0^{\frac{1}{3}} \quad (40)$$

ここで  $p_Q = 2m$  は  $T = 0 [K]$  における  $\mu_B$  を単位にして得られる自発的な磁気モーメントである。このネール温度に対する表式は、弱い反強磁性遍歴電子系に対する SCR の結果と同じである [14]。また、(40) を用いて  $T_N$  の実験値との比較が幾つかの物質に対して行われており、粗い評価であったにもかかわらず実験値と比較的よく一致していた [10]。



## 4 比熱

比熱は自由エネルギーの温度についての2階微分により求められる。スピンゆらぎを調和振動子に見立てるとスピンゆらぎによる自由エネルギー  $F_{sf}$  は以下ようになる [15].

$$F_{sf} = \sum_q \int_0^{\omega_c} d\omega f(\omega) \frac{3}{\pi} \frac{\Gamma_q}{\omega^2 + \Gamma_q^2}, \quad f(\omega) = \frac{\omega}{2} + T \ln[1 - \exp(-\frac{\omega}{T})] \quad (41)$$

よってスピンゆらぎからの比熱への寄与  $C_m$  は

$$\frac{C_m}{T} = -\frac{\partial^2 F_{sf}}{\partial T^2} = \frac{\partial^2}{\partial T^2} \frac{3}{\pi} \sum_q T \int_0^\infty d\lambda \frac{1}{e^\lambda - 1} \tan^{-1}\left(\frac{\lambda T}{\Gamma_q}\right) \quad (42)$$

$$= \frac{3}{\pi} \sum_q \left[ \frac{1}{4\pi T} \{ (2\pi u_q)^2 - 4\pi u_q \frac{\partial \Gamma_q}{\partial T} + \left(\frac{\partial \Gamma_q}{\partial T}\right)^2 \} \left[ -\frac{1}{u_q} - \frac{1}{2u_q^2} + \psi'(u_q) \right] \right. \\ \left. - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Gamma_q}{\partial T^2} \left[ \ln u_q - \frac{1}{2u_q} - \psi(u_q) \right] \right], \quad u_q = \frac{\Gamma_q}{2\pi T} \quad (43)$$

ここで  $\psi(z)$  はトリガンマ関数であり、また上式では  $f(\omega)$  の第1項からの寄与を無視した。また、 $\Gamma_q$  の温度依存性は  $1/\chi_q$  によってもたらされることに注意すると、次式の様に変形できる。

$$C_m = 9N_0 \int_0^{x_0} dx x^2 \left\{ [u^2 - 2u \frac{dy}{dt} + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2] \left[ -\frac{1}{u} - \frac{1}{2u^2} + \psi'(u) \right] \right. \\ \left. - t \frac{d^2 y}{dt^2} \left[ \ln u - \frac{1}{2u} - \psi(u) \right] \right\}, \quad u = \frac{y + x^2}{t}. \quad (44)$$

すなわち、(26) によって  $y$  が決定されると、反強磁性近傍の重い電子系に対する比熱を計算することができる。

ここで  $y_0 \geq 0$  に対して、 $C_m$  の低温の極限での振舞いを調べてみる。いずれの場合も、 $C_m$  の低温での性質は (43) 式における  $y$  の  $t$  についての微分を含まない項が支配的になることが示されるため、以下では  $\frac{dy}{dt}$ ,  $\left(\frac{dy}{dt}\right)^2$ ,  $\frac{d^2 y}{dt^2}$  の項を無視する。まず  $y_0 > 0$  の場合を考える。この場合、低温の極限では  $y \approx y_0$  とみなしてよいから、積分領域全域にわたって漸近展開  $\psi'(u) \approx 1/u + 1/2u^2 + 1/6u^3 + \dots$  を利用することができ、

$$\gamma_m = C_m/T = \sum_q \frac{\pi}{\Gamma_q} = \frac{3N_0}{2T_0} \int_0^{x_c} dx \frac{x^2}{y + x^2} \approx \frac{3N_0}{2T_0} \left[ x_c - y_0^{\frac{1}{2}} \tan^{-1} \frac{x_c}{y_0^{\frac{1}{2}}} + O(t^2) \right] \quad (45)$$

が得られる。すなわち、 $y_0 > 0$  の場合にはフェルミ液体的な振舞いをすることが解る。次に  $y_0 = 0$  (反強磁性不安定点) の場合に移る。 $y$  の時と同様に  $y/t \ll 1$  に注意して、 $y/t + \alpha \gg 1$  と  $(\alpha t)^{1/2} < x_c$  を満たすような  $\alpha$  を導入することにより積分領域を2つに分割する。

$$C_m = 9N_0 \int_{\sqrt{\alpha t}}^{x_c} dx x^2 u^2 \left[ -\frac{1}{u} - \frac{1}{2u^2} + \psi'(u) \right] + 9N_0 \int_0^{\sqrt{\alpha t}} dx x^2 u^2 \left[ -\frac{1}{u} - \frac{1}{2u^2} + \psi'(u) \right] \quad (46)$$

第1項については  $y_0 > 0$  の場合と同様に積分領域全域にわたって  $\psi'(u)$  に対する漸近展開を用いることができ、第2項は  $u$  についての積分に書き換え、最後に  $y/t \rightarrow 0$  の極限を取ることにより、

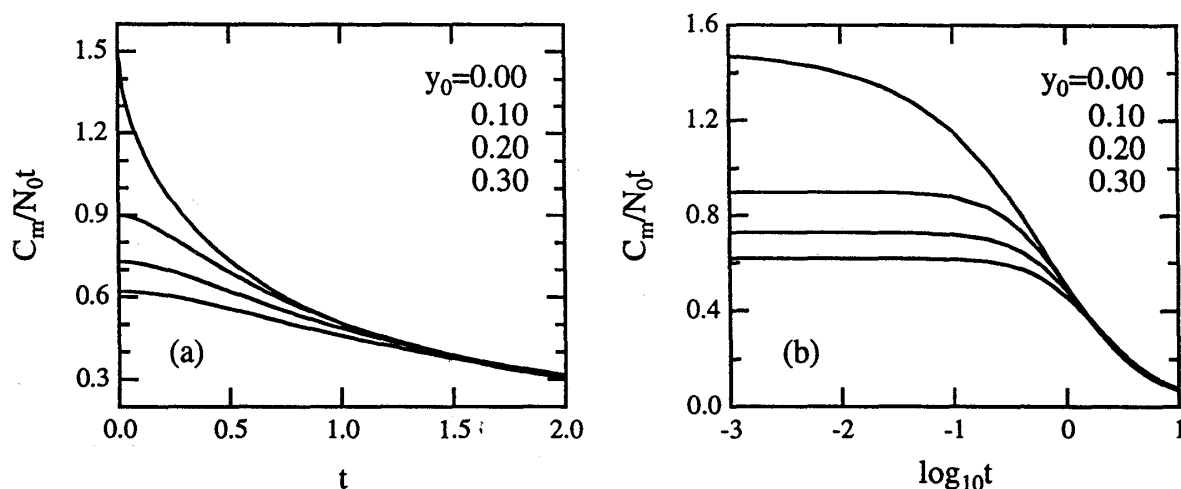


Fig. 2. スピンゆらぎによる比熱への寄与  $\gamma_m = C_m/N_0 t$  と  $t$  の関係.  
 (a)  $x_c = 1$  とした時の様々な  $y_0$  に対する  $C_m/N_0 t$  vs.  $t$ . (b)  $x_c = 1$  とした時の様々な  $y_0$  に対する  $C_m/N_0 t$  vs.  $\log_{10} t$ .

$$\gamma_m \approx \frac{3N_0}{2T_0} [x_c - (\alpha t)^{\frac{1}{2}}] + \frac{9N_0}{2T_0} t^{\frac{1}{2}} \int_0^\alpha du u^{\frac{5}{2}} \left[ -\frac{1}{u} - \frac{1}{2u^2} + \psi'(u) \right] \quad (47)$$

$$= \frac{3N_0}{2T_0} [x_c + 3t^{\frac{1}{2}} \int_0^\infty du u^{\frac{5}{2}} \left[ -\frac{1}{u} - \frac{1}{2u^2} - \frac{1}{6u^3} + \psi'(u) \right]] \quad (48)$$

が得られる。この結果の第1項は先の  $\sqrt{\alpha t}$  から  $x_c$  まで、第2項は0から  $\sqrt{\alpha t}$  までの積分から得られている。すなわち、反強磁性不安定点においても  $\gamma_m$  は絶対零度で有限値に留まるが、臨界点近傍のために盛大に発達した反強磁性スピンゆらぎの存在により、 $y_0 > 0$  の場合と異なって温度の増加に伴って  $T^{1/2}$  に比例して減少し始める。また、数値計算の結果 (Fig. 2) から、さらに温度を増加させることにより比較的広い温度領域において、 $\text{CeCu}_{5.9}\text{Au}_{0.1}$  に見られた  $\gamma_m$  が  $\ln 1/T$  に比例するといった非フェルミ液体的振舞いが見られる [5, 7, 8]。Fig. 2(b) からは系が反強磁性不安定点に近づくことにより ( $y_0 \rightarrow 0$ )、非フェルミ液体的性質を示す温度領域が広がることが期待される。

## 5 電気抵抗

重い電子系におけるスピンゆらぎによる電気抵抗は、相関の強い  $f$ -電子のスピンゆらぎによって伝導電子が散乱されることにより生ずると考えられる。これを Born 近似の範囲内で扱うとスピンゆらぎによる電気抵抗は次式によって与えられる [16, 17]。

$$R(T) = \frac{6\hbar J^2}{e^2 n^2 \pi T N_0^2} \sum_{\mathbf{q}} q_x^2 \int_{-\infty}^{\infty} d\omega n(\omega) [n(\omega) + 1] \chi_c''(\mathbf{q}, \omega) \text{Im} \chi(\mathbf{q}, \omega), \quad (49)$$

$$\chi_c''(q, \omega) = \frac{\pi}{N_0} \sum_k \delta(\epsilon_k - \epsilon_{k-q} - \omega) [f(\epsilon_{k-q}) - f(\epsilon_k)] \quad (50)$$

ここで  $J$  は伝導電子と重い  $f$ -電子との結合定数であり,  $n$  は磁性原子当りの伝導電子の数,  $\epsilon_k$  は伝導電子の分散関係であり,  $n(\omega)$ ,  $f(\epsilon)$  はそれぞれボーズ分布関数, フェルミ分布関数である.  $\chi_c''(Q+q, \omega)$  には小さな  $q, \omega$  に対して  $\chi_c''(Q+q, \omega) \approx \chi_{Qc} C_c \omega$  を用い,  $\chi(Q+q, \omega)$  には §. 2.1 において得られた動的帯磁率を用いることによって

$$R(T) = r \bar{R}(T), \quad r = \frac{6\hbar J^2 Q^2 \chi_{Qc} C_c T_0}{e^2 n^2 T_A N_0} \quad (51)$$

$$\begin{aligned} \bar{R}(T) &= 6 \int_0^{x_c} dx x^2 \int_0^\infty d\lambda \frac{e^\lambda}{(e^\lambda - 1)^2} \frac{\lambda^2}{\lambda^2 + (2\pi u)^2} \\ &= 3 \int_0^{x_c} dx x^2 \left[ -1 - \frac{1}{2u} + u\psi'(u) \right], \quad u = \frac{y + x^2}{t} \end{aligned} \quad (52)$$

が得られる.

ここでやはり  $y_0 \geq 0$  に対して,  $\bar{R}(T)$  の低温の極限での振舞いについて調べる.  $y_0 > 0$  の場合,  $C_m$  の時と同様に  $\psi'(u)$  に対する漸近展開を利用でき, よって

$$\bar{R}(T) \approx \frac{t^2}{2} \int_0^{x_c} dx \frac{x^2}{(y + x^2)^2} \approx t^2 \frac{1}{2} \left[ -\frac{x_c}{2(y_0 + x_c^2)} + \frac{1}{2} y_0^{-\frac{1}{2}} \tan^{-1} \frac{x_c}{y_0^{\frac{1}{2}}} \right] \quad (53)$$

の様に書き換えられる. すなわち,  $y_0$  が有限値を持つ反強磁性不安定点から離れた系は, 低温で通常のフェルミ液体的振舞いを示す. さらにこの式からは  $y_0 = 0$  となる反強磁性不安定点に系が近づくと電気抵抗の  $T^2$  の係数が発散するため, 反強磁性不安定点にフェルミ液体からのクロスオーバーが存在することが理解できる. ちょうど反強磁性不安定点では,

$$\bar{R}(T) = 6 \left( \frac{t}{2\pi} \right)^{\frac{3}{2}} \int_0^\infty d\lambda \frac{e^\lambda}{(e^\lambda - 1)^2} \int_0^{x_c \sqrt{\frac{2\pi}{t}}} dz \frac{z^2 \lambda^2}{\lambda^2 + z^4} \quad (54)$$

$$\rightarrow \frac{9}{16} \zeta\left(\frac{3}{2}\right) t^{\frac{3}{2}} = 1.469 t^{\frac{3}{2}}, \quad \text{for } t \rightarrow 0 \quad (55)$$

となり,  $\bar{R}(T)$  は低温で  $T^{3/2}$  に比例する.

また, Fig. 3 に様々な  $y_0$  と  $x_c$  に対して行った数値計算の結果を示す. 反強磁性不安定点  $y_0 = 0$  において, 先に得た  $T^{3/2}$  の振舞いは低温の非常に限られた領域においてのみ現れ, また広い温度領域において  $\bar{R}(T)$  は温度に対してほぼ線形の依存性を持つ. この結果は CeCu<sub>5.9</sub>Au<sub>0.1</sub> [5] や YbBiPt [6] に対して測定された電気抵抗の温度依存性を定性的に説明する.

## 6 重い電子系における比熱と電気抵抗の関係

ほとんど全ての重い電子系に対して, 電気抵抗の  $T^2$  の係数  $A$  と比熱の  $T$  の係数  $\gamma$  の間に Kadowaki-Woods の経験則:  $A/\gamma^2 \approx 1.0 \times 10^{-5} [\mu\Omega \text{ cm (mole K / mJ)}^2]$  が成り立つことが知られている [18]. 重い電子系でのこの値は遷移金属に対する値よりもほぼ 1 桁大きい. これは重い電子

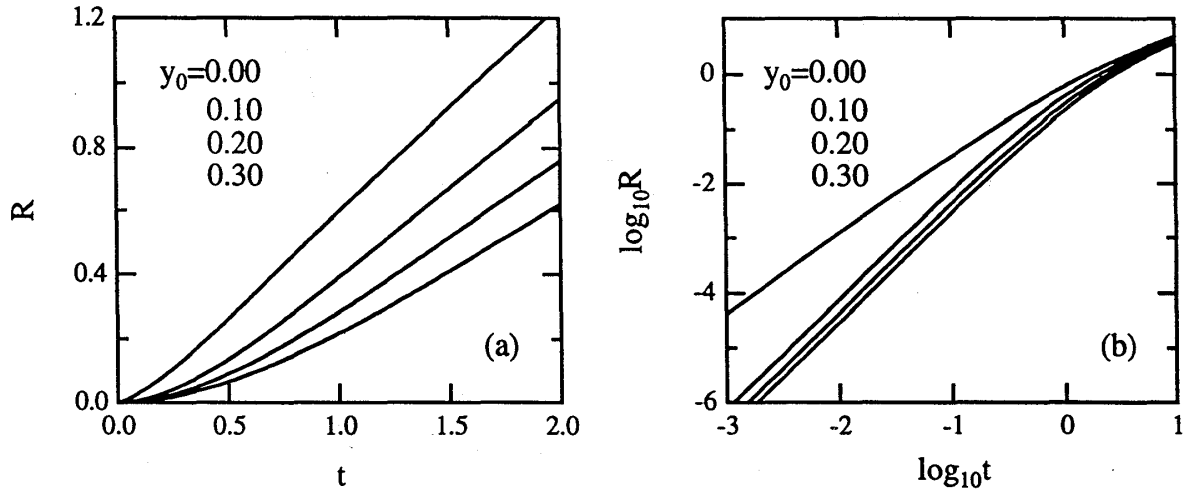


Fig. 3. スピンゆらぎによる電気抵抗への寄与  $R$  と  $t$  の関係.

(a)  $x_c = 1$  とした時の様々な  $y_0$  に対する  $\bar{R}$  vs.  $t$ . (b)  $x_c = 1$  とした時の様々な  $y_0$  に対する  $\log_{10} \bar{R}$  vs.  $\log_{10} t$ .

から生ずる局在性が強く大きなスピンゆらぎによるものと考えられる。前節までに見たように、系が反強磁性不安定点に近づく時 ( $y_0 \rightarrow 0$ )、 $\gamma_m$  は有限値に留まるのに  $A$  は発散する。すなわち、反強磁性不安定点近傍の物質は Kadowaki-Woods の経験則を満たしていないはずである。以下ではスピンゆらぎの観点からこの問題を取り扱い、反強磁性相関が如何に  $A/\gamma^2$  の値に影響を及ぼすかについて議論する [11].

まず、先の表式から容易に電気抵抗の  $T^2$  の係数  $A$  が求められる。

$$A = \frac{4\pi^2 \hbar J^2 \chi_L}{e^2 n^2 N_0 \Gamma_L} \sum_{\mathbf{k}} \sum_q \frac{q_x^2 \delta(\epsilon_{\mathbf{k}} - \epsilon_{\mathbf{k}-\mathbf{q}})}{(1 - \alpha \gamma_q)^2} \delta(\epsilon_{\mathbf{k}} - \epsilon_F), \quad \alpha = \bar{J} \chi_L, \quad (56)$$

$$J_q = \bar{J} \gamma_q, \quad \text{with } \gamma_Q = \text{Max}(\gamma_q) = 1 \text{ and } \langle \gamma_q \rangle = 0 \quad (57)$$

ここで  $\alpha \rightarrow 0$  に対してスピンゆらぎは正確に局所的となり、一方  $\alpha \rightarrow 1$  に対して系は反強磁性不安定点にいることになる。以下ではこの  $\alpha$  を反強磁性相関の強さに関するパラメータとして扱う。

また、スピンゆらぎによる比熱の  $T$  の係数  $\gamma_m$  については、inter-site の相互作用が比較的強く系が反強磁性不安定点近傍にある場合だけ §. 2.3 で議論した。局所的極限 ( $\alpha \rightarrow 0$ ) では磁性不純物問題 ( $S = 1/2$ ) に帰着されるため、Bethe 仮説の結果  $\gamma_m = \pi/6 \bar{T}_K$ ,  $\chi_{L0} = 1/4\pi \bar{T}_K$ ,  $\bar{T}_K = 1.29 T_K$  を利用できる [19]. これらと Korringa の関係式  $\Gamma_L = 1/2\pi \chi_{L0}$  により、局所的極限では  $\gamma_m = N_0 \pi / 3 \Gamma_L$  が得られる。これら 2 つの極限の間を内挿することによって、任意の  $\alpha$  に対する  $\gamma_m$  を以下の粗い近似式で与えることにする。

$$\gamma_m = (1 - \alpha) \frac{N_0 \pi}{3 \Gamma_L} + \alpha \sum_q \frac{\pi}{\Gamma_{Q+q}} \quad (58)$$

次に局所的極限  $\alpha \rightarrow 0$  において  $A/\gamma_m^2$  を評価する。この場合、Korringa の関係式を用いることにより容易に

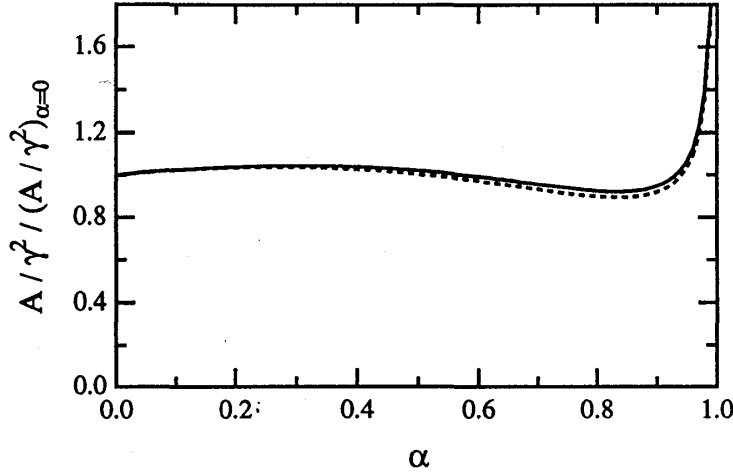


Fig. 4.  $A/\gamma_m^2$  vs.  $\alpha$  (反強磁性相関の強さ) の関係。

$$\begin{aligned} A &= \frac{4\pi v_0 \hbar k_F^2}{3e^2} \left[ \frac{J\rho(\epsilon_F)}{n} \right]^2 \frac{1}{\Gamma_L^2} = 4\pi^2 \hbar \left( \frac{\pi n^2 v_0}{3} \right)^{\frac{1}{3}} \left[ \frac{J\rho(\epsilon_F)}{n} \right]^2 \frac{1}{e^2 \Gamma_L^2} \\ &= 1647 n^{\frac{2}{3}} v_0^{\frac{1}{3}} (\text{in } \text{\AA}) \left[ \frac{J\rho(\epsilon_F)}{n} \right]^2 \left( \frac{k_B}{\Gamma_L} \right)^2 [\mu\Omega \text{ cm K}^{-2}], \end{aligned} \quad (59)$$

$$\gamma_m = 8707 \frac{k_B}{\Gamma_L} [\text{mJ} / \text{mol K}^2], \quad (60)$$

$$\frac{A}{\gamma_m^2} = 2.172 \times 10^{-5} n^{\frac{2}{3}} v_0^{\frac{1}{3}} (\text{in } \text{\AA}) \left[ \frac{J\rho(\epsilon_F)}{n} \right]^2 [\mu\Omega \text{ cm} (\text{mol K} / \text{mJ})^2] \quad (61)$$

が得られる。この式から局所的極限において  $A/\gamma_m^2$  が  $\Gamma_L$  に依存しないことが解る。またここで  $v_0^{1/3} \approx 4$  (UPt<sub>3</sub>) ,  $n \approx 1$  ,  $J\rho(\epsilon_F)/n \approx [3\pi/4 \ln(D/\bar{T}_K)] = 0.34 \sim 0.26$  ( $D/\bar{T}_K = 1000 \sim 10000$  とした。ただし、 $D$  は伝導電子のバンド幅である。) とするなら、 $A/\gamma_m^2 \approx (1.0 \sim 0.6) \times 10^{-5} [\mu\Omega \text{ cm} (\text{mol K} / \text{mJ})^2]$  といった値が得られ、Kadowaki-Woods の経験則にほぼ一致する。

最後に  $A/\gamma_m^2$  の  $\alpha$ -依存性を、単純立方格子と体心立方格子の最近接相互作用に相当する2つの異なった  $\gamma_q$  に対して数値計算により調べた。その結果を Fig. 4 に示す。この図の実線及び破線はそれぞれ、 $\gamma_q = -(\cos(q_x a) + \cos(q_y a) + \cos(q_z a))/3$  (s.c.) と  $\gamma_q = -\cos(q_x a) \cos(q_y a) \cos(q_z a)$  (b.c.c.) が対応する。この結果から、 $A/\gamma_m^2$  は  $\alpha \approx 1$  を除いてほぼ一定であることが解る。

以上の議論から、反強磁性不安定点近傍にある系を除いてほとんどの重い電子系は  $A/\gamma_m^2$  に対して Kadowaki-Woods の経験則に従ってユニヴァーサルな値を持つと考えられる。

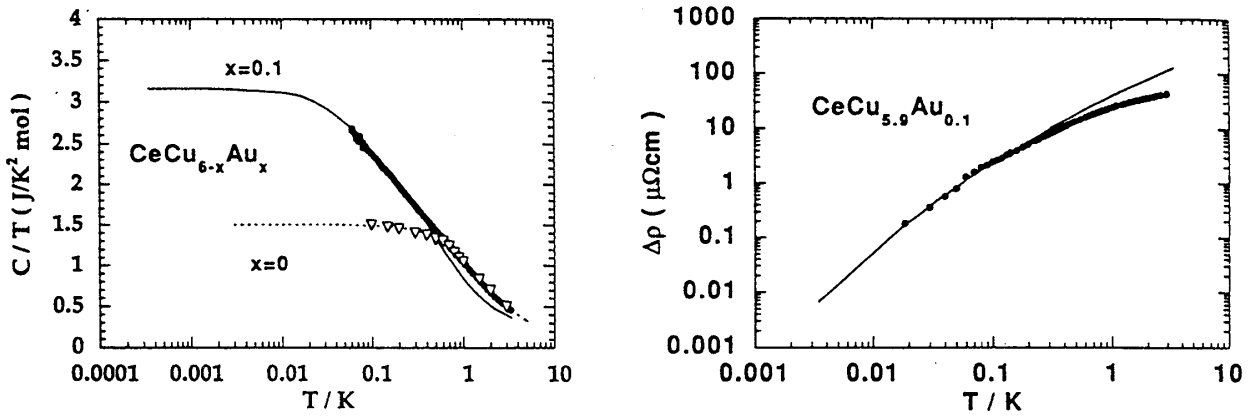


Fig. 5.  $\text{CeCu}_{5.9}\text{Au}_{0.1}$  の (a) 比熱及び (b) 電気抵抗の実験結果へのフィッティング：それぞれ、実線 ( $x = 0.1$ ) 及び点線 ( $x = 0$ ) がこの理論を用いた計算結果である (Ref. 20)。

Table. I. 比熱へのフィッティングによって得られた  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  及び  $\text{Ce}_{1-z}\text{La}_z\text{Ru}_2\text{Si}_2$  に対する SCR パラメーター (Ref. 20)。

$\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$				$\text{Ce}_{1-z}\text{La}_z\text{Ru}_2\text{Si}_2$			
x	$T_0$ [K]	$y_0$	$y_1$	z	$T_0$ [K]	$y_0$	$y_1$
0	3.0	0.4	10	0	14.1	0.31	1.6
0.1	3.4	0.003	16.7	0.05	14.7	0.1	1.33
				0.075	14.2	0.05	0.77

## 7 実験結果との比較

前章までに、反強磁性不安定点近傍の重い電子系に対して、スピンゆらぎからの寄与となる様々な物理量が求められた。この理論の枠内では、スピンゆらぎ（動的帯磁率）のスペクトルは物質に依存する幾つかのパラメーターによって記述される。スピンゆらぎのスペクトルは中性子散乱の実験により直接観測されるが、これらのパラメーターを評価するまでには至っていないのが現状である。

しかし、これらのパラメーターは他の実験結果から評価することができる。例えば、比熱の実験結果から  $T_0$ 、 $y_0$  及び  $y_1$  を求めることができる。これは以下のように説明される。まず (45) から明らかな様に、低温極限の  $\gamma_m$  の値を用いると  $T_0$  と  $y_0$  の間に次式のような関係式が成り立つ。

$$T_0 [\text{K}] = 12.47 \cdot [1 - \sqrt{y_0} \tan^{-1} \frac{1}{\sqrt{y_0}}] \cdot \frac{1}{\gamma_{m0} [\text{J/K}^2 \text{mol}]} \quad \text{for } y_0 > 0 \quad (62)$$

ただし、 $x_c = 1$  としてあり、 $\gamma_{m0} = \gamma_m(T \approx 0 [\text{K}])$  は比熱の  $T$  の係数から格子による寄与を差し引いたものである。また、Fig. 2(b) において、 $t = T/T_0$  の上昇に伴って  $\gamma_m$  の減少し始める温度を実験と合わせることににより、ほぼ  $T_0$  を（同時に  $y_0$  も）評価できる。また、 $y_1$  については、(26) から容易に  $dy/dy_1 > 0$  が得られ、すなわち ( $t$  を固定して)  $y_1$  を増加させると  $1/\chi_Q$  が増加するため、系のエントロピー  $S$  が増大する。絶対零度では  $S = 0$  であるため、 $T = 0 [\text{K}]$  での  $\gamma_m = (dS/dT)$  の値は変わらないが、有限温度では  $y_1$  の増加に伴って  $\gamma_m$  が増加するものと考えられる。よって  $y_1$  の増加は Fig. 2(b) において、主に  $\gamma_m$  の減少している領域の勾配を緩やかにすると考えられる。

以上から、比熱の実験結果に対して3章での計算を広い温度領域にわたってフィッティングすることにより、 $T_0$ ,  $y_0$  及び  $y_1$  を評価できるものと思われる。

また、 $T_A$  は  $T \approx 0$  [K] における一様帯磁率の実験結果を用いることにより、次式から評価される。

$$\frac{1}{\chi_u} = \frac{1}{\chi_Q} + (J_Q - J_0) \approx \frac{1}{\chi_Q} + A_Q q_B^2 = 2(1 + y_0) T_A \quad (63)$$

実際に  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$ ,  $\text{Ce}_{1-z}\text{La}_z\text{Ru}_2\text{Si}_2$  [20] 及び  $\text{Ce}_7\text{Ni}_{13}$  [21] に対してフィッティングがなされている。Fig. 5 には  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  のフィッティングの結果を、また、Table I にはその結果得られた  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  及び  $\text{Ce}_{1-z}\text{La}_z\text{Ru}_2\text{Si}_2$  に対する SCR パラメーターの値を示す。Table I における  $\text{CeCu}_{5.9}\text{Au}_{0.1}$  に対して  $y_0$  の値が十分小さくなっていることから、この物質が実際に反強磁性不安定点の非常に近くにいることが示される。

## 7 関連の論文について

最近では A. Rosch らが  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  の非フェルミ液体の機構について議論している [8]。彼らも  $\text{CeCu}_{6-x}\text{Au}_x$  に対する非フェルミ液体の出現は磁気的不安定点によるものと考えているようである。実験から得られる  $T_N$  の値によるとこの系は確かに反強磁性不安定点の近傍に在るが、 $a$ -軸 ( $(h, 0, 0)$  方向) に沿った中性子散乱の実験結果によると、反強磁性に寄与する鋭いピークの他に  $(1, 0, 0)$  や  $(3, 0, 0)$  等に強磁性に寄与する幅の広いピーク (このピークは  $b$ -軸方向のスキャンでは急速に消える。) も観測されている。彼らはこの後者による影響を重視しており、非フェルミ液体の出現に寄与するのはむしろ  $z = 2$  ( $z$ : dynamical exponent) を持つ2次元的な強磁性スピンゆらぎによるものだと主張している。(通常、強磁性スピンゆらぎを扱う際には  $z = 3$  が用いられる。) この結果、比熱に対しては極低温まで  $\gamma_m - \gamma_m(T = 0 \text{ [K]}) \propto \ln 1/T$  といった結果が得られ、電気抵抗に対しては反強磁性近傍の系において R. Hlubina と T. M. Rice [22] が主張する様なフェルミ面上のホットスポットによる寄与を気にする必要がなくなる。一方、3章において示したように、3次元反強磁性スピンゆらぎの立場からは極低温において  $\gamma_m - \gamma_m(T = 0 \text{ [K]}) \propto T^{1/2}$  のように振舞い、 $T = T_0 \text{ [K]}$  のまわり (Table. I から  $\text{CeCu}_{5.9}\text{Au}_{0.1}$  に対して  $T_0 = 3.4 \text{ [K]}$ ) におけるほぼ1桁分の温度領域でのみ  $\gamma_m$  が  $\ln 1/T$  に対して線形となる。よって、Table. I によると  $\text{CeCu}_{5.9}\text{Au}_{0.1}$  の  $T_0$  は小さいため、彼らの主張をより有力なものとするには、より低温までの比熱や電気抵抗の実験が必要とされる。

また、A. J. Millis は繰り込み群の方法を用いることにより、磁気的不安定点近傍における2次元及び3次元遍歴電子系の低温での振舞いについて議論している [?]。この論文では、遍歴電子系に対して SCR 理論を適用する場合と同様に、まず系の有効作用をスピン密度のフーリエ級数  $S_q^\alpha$  ( $\alpha = x, y, z$ ) に関して4次まで展開する。(これを2次までで止めた場合には Gaussian 近似となる。) 一般に、この4次の係数がスピンのモード結合定数を与える。遍歴電子系に対する SCR 理論ではこのモード結合定数に対して温度依存性を無視するのだが、彼はこの温度依存性も考慮して繰り込み群方程式を導出している。この差異は、2次元反強磁性  $d = z = 2$  の場合を除いて、物理量に対する臨界指数には反映されないが、その係数がモード結合定数の温度依存性の影響により修正される。しかし、2~5章に展開した議論に対しても同様の修正がなされるべきかどうかについては、モード結合定数を導入する代りに強相関極限において成り立つ総和則を用いたために、注意が必要であると思われる。

いずれの議論も現象論の枠を出ていないため、重い電子系に対する統一的な議論が行えない、よって、これらの理論では省略されている近藤効果や軌道縮退の効果による影響を積極的に取り入れた、より微視的な理論の展開が大いに望まれる。

## 参考文献

- [1] 山田耕作: 岩波講座 現代の物理学 16 '電子相関' (岩波書店, 1993).  
斯波弘行: パリティ物理学コース' 固体の電子論' (丸善, 1996).
- [2] 大貫惇睦, 上田和夫, 小松原武美 編集: 物理学論文選集 IV '重い電子系' (日本物理学会, 1994).
- [3] C. L. Seaman, M. B. Maple, B. W. Lee and S. Ghamaty: Phys. Rev. Lett. **67** (1991) 2882.
- [4] B. Andraka and A. M. Tsvelik: Phys. Rev. Lett. **67** (1991) 2886.
- [5] H. v. Löhneysen, T. Pietrus, G. Ports, H. G. Schlager, A. Schröder, M. Sieck and T. Trappmann: Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 3262.
- [6] R. Morshovich, A. Lacerda, P. C. Canfield, J. D. Thompson and Z. Fisk: Phys. Rev. Lett. **73** (1994) 492.
- [7] B. Bogenberger and H. v. Löhneysen: Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 1016.
- [8] A. Rosch, A. Schröder, O. Stockert and H. v. Löhneysen: Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 159.
- [9] See for a review: T. Moriya: *Spin fluctuations in Itinerant Electron Magnetism* (Springer, 1985).
- [10] T. Moriya and T. Takimoto: J. Phys. Soc. Jpn. **64** (1995) 960.
- [11] T. Takimoto and T. Moriya: Solid State Commun. **99** (1996) 457.
- [12] H. Shiba: Prog. Theor. Phys. **54** (1975) 967; A. Yoshimori: Prog. Theor. Phys. **55** (1976) 67.
- [13] Y. Kuramoto: Physica B **156&157** (1989) 789; Y. Kuramoto and K. Miyake: J. Phys. Soc. Jpn. **59** (1990) 2831; Prog. Theor. Phys. Suppl. No. **108** (1992) 199.
- [14] K. Nakayama and T. Moriya: J. Phys. Soc. Jpn. **56** (1987) 2918.
- [15] R. Konno and T. Moriya: J. Phys. Soc. Jpn. **56** (1987) 3270.
- [16] K. Ueda and T. Moriya: J. Phys. Soc. Jpn. **39** (1975) 605.
- [17] K. Ueda: J. Phys. Soc. Jpn. **43** (1977) 1497.
- [18] K. Kadowaki and S. B. Woods: Solid State Commun. **58** (1986) 507.
- [19] V. T. Rajan: Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 308.
- [20] S. Kambe, S. Raymond, L.-P. Regnault, J. Flouquet, P. Lejay and P. Haen: J. Phys. Soc. Jpn. **65** (1996) 3294.
- [21] K. Umeo, H. Kadomatsu and T. Takabatake: J. Phys.:Condens. Matter **8** (1996) 9743; Phys. Rev. B **55** (1997) R692.
- [22] R. Hlubina and T. M. Rice: Phys. Rev. B **51** (1995) 9253.
- [23] A. J. Millis: Phys. Rev. B **48** (1993) 7183.